

SÉRIE A, N° 1949

N° D'ORDRE :

2816

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

VIRGILE VASILESCO

Ingénieur diplômé de l'École Supérieure d'Électricité (Paris)
et de l'École Polytechnique de Bucarest.

2^e THÈSE. — CONTRIBUTION A LA DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DE LA CHUTE DE PRESSION DANS LE « CONE BLEU » DES FLAMMES.

Soutenue le **1941** devant la Commission d'examen.

MM. A. COTTON.... *Président.*

A. FOCH..... } *Examineurs.*
G. RIBAUD.... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1941

SÉRIE A, N° 1949

N° D'ORDRE :

2816

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

VIRGILE VASILESCO

Ingénieur diplômé de l'École Supérieure d'Électricité (Paris)
et de l'École Polytechnique de Bucarest.

2^e THÈSE. — CONTRIBUTION A LA DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DE LA CHUTE DE PRESSION DANS LE « CÔNE BLEU » DES FLAMMES.

Soutenu le **1941** devant la Commission d'examen.

MM. A. COTTON.... *Président.*

A. FOCH..... } *Examineurs.*
G. RIBAUD.... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1941

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.
Doyen..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

Professeurs honoraires.	H. LEBESQUE.	MARCHIS.	LÉON BERTRAND.
	Émile PICARD.	VESSIOT.	WINTREBERT.
	Léon BRILLOUIN.	PORTIER.	DUBOSCO.
	PECHARD.	MOLLIARD.	BOHN.
	FREUNDLER.	LAPICQUE.	RABAUD.
	AUGER.	G. BERTRAND.	CAULLEY.
	DANGEARD.	ABRAHAM.	J. PERRIN.
	LESPIEAU.	Ch. FABRY.	CARTAN.

PROFESSEURS

Émile BOREL.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.	PAUTHENIER.....	Physique (P. C. B.).
A. COTTON.....	T Recherches physiques.	De BROGLIE.....	T Théories physiques.
J. DRACH.....	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
Charles PÉREZ.....	T Zoologie.	R. JOE.....	Chimie générale.
M. GUICHARD.....	T Analyse et mesures chimiques.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
Paul MONTEL.....	T Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	PRENANT.....	T Anatomie et Histologie comparées.
L. BLARINGHEM..	T Mécanique.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
G. JULIA.....	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.	COMBES.....	T Physiologie végétale.
C. MAUGUIN.....	T Minéralogie.	GARNIER.....	T Mathématiques générales.
A. MICHEL-LÉVY..	T Pétrographie.	PÉRES.....	Mécan. théor. des fluides.
A. DENJOY.....	T Application de l'analyse à la Géométrie.	HACKSFELL.....	T Chimie minérale.
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et géologie dynamique.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique.
Eugène BLOCH....	T Physique.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
G. BRUHAT.....	T Physique théorique et physique céleste.	G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
E. DARMOIS.....	T Enseignement de Physique.	CHAZY.....	T Mécanique rationnelle.
A. DEBIERNE.....	T Physique Générale et Radioactivité.	H. GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
A. DUFOUR.....	T Physique. (P. C. B.).	CROZE.....	Recherches physiques.
L. DUNOYER.....	Optique appliquée.	DUPONT.....	T Théories chimiques.
A. GUILLIERMOND.	T Botanique.	LANQUINE.....	T Géologie structurale et géologie appliquée.
M. JAVILLIER.....	T Chimie biologique.	VALIRON.....	Mathématiques générales.
ROBERT-LEVY....	T Physiologie comparée.	BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
Henri VILLAT.....	T Mécanique des fluides et applications.	MILLOT.....	Biologie animale (P. C. B.).
Ch. JACOB.....	T Géologie.	F. PERRIN.....	Théories physiques.
P. PASCAL.....	T Chimie générale.	VAVON.....	Chimie organique.
M. FRÉCHET.....	T Calcul différentiel et Calcul intégral.	G. DARMOIS.....	Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique
E. ESCLANGON....	T Astronomie.	CHATTON.....	T Biologie maritime.
M ^{me} RAMART-LUCAS	T Chimie organique.	AUBEL.....	Chimie biologique.
H. BÉGHIN.....	T Mécanique phys. et exp.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et géologie dynamique.
FOCH.....	T Mécanique expérimentale des fluides.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Radioactivité.
		PLANTEFOL.....	Biologie végétale (P. C. B.).
		CABANNES.....	Enseignement de Physique.
		GRASSÉ.....	Biologie animale (P. C. B.).
		PRÉVOST.....	Chimie (P. C. B.).
		BOULIGAND.....	Mathématiques.
		CHAUDRON.....	Chimie (P. C. B.).

Secrétaire..... A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.



CONTRIBUTION A LA DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DE LA CHUTE DE PRESSION DANS LE « CONE BLEU » DES FLAMMES

Par VIRGILE VASILESCO

SOMMAIRE. — L'auteur a effectué des mesures en vue de vérifier la formule de Riemann exprimant la célérité d'une onde de choc dans un milieu gazeux en fonction de la variation de pression au passage de l'onde et de la densité du milieu. Il a opéré sur les flammes à mélange préalable, dont la zone de réaction affecte la forme d'un cône stationnaire (« cône bleu »). On sait, en effet, qu'une telle flamme représente la déflagration-type et que la théorie des déflagrations de E. Jouguet considère ces dernières comme des ondes de choc et combustion avec chute de pression.

La célérité de l'onde (vitesse de déflagration) a été déterminée par la méthode de Gouy et la chute de pression Δp dans le « cône bleu » calculée par la formule de Riemann.

Deux méthodes ont été envisagées pour déterminer expérimentalement cette chute de pression.

La première comporte une seule tuyère, en amont de laquelle on mesure l'accroissement de la pression lors de l'allumage du mélange. La seconde, plus précise, dérive du « micromètre pneumatique différentiel » de G. Ribaud ; elle comporte quatre tuyères réalisant un montage en pont de Wheatstone.

Les mélanges étudiés sont : $(H^2 + 1/2. O^2 + 2. N^2)$, $(H^2 + 1/4. O^2)$, $(H^2 + 1/2. O^2)$, $(H^2 + 0,895 O^2)$, $(H^2 + O^2)$ et $(H^2 + 2. O^2)$.

Results. — Les mesures ont montré, tout d'abord, que, pour un mélange donné, la vitesse de déflagration déterminée par la méthode du « cône bleu » augmente légèrement avec le débit de la tuyère.

Ensuite, Δp (théorique) calculé par la formule de Riemann a toujours été très supérieur à Δp (expérimental) ; ceci est en accord avec les observations antérieures de E. Jouguet.

L'auteur explique ce désaccord par le fait que ces deux valeurs ne sont, *a priori*, pas comparables, la première correspondant à la zone intérieure du « cône bleu » et la seconde à la région voisine de sa base.

Il envisage, le premier, le *gain de pression* dans la flamme depuis la sortie du cône jusqu'à l'infini; la somme de cette quantité et de Δp (expérimental) devrait égaler Δp (théorique). Ce gain de pression a été calculé en faisant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices et on arrive, en effet, à un accord satisfaisant, dans le sens indiqué, aussi longtemps que le « cône bleu » n'est pas très pointu (sinus du $1/2$ angle au sommet $\geq 0,2$ environ). Pour les cônes plus pointus, Δp (théorique) $< \Delta p$ (expérimental) corrigé du *gain de pression*: cela est attribué à ce que les hypothèses faites au cours du calcul de cette dernière quantité s'éloignent trop de la réalité physique.

L'accord est encore meilleur si l'on fait entrer en ligne de compte la dépression mesurée directement à la fin de la partie divergente de la flamme.

INTRODUCTION

On sait que, dans un mélange combustible, la combustion se propage suivant deux modes-types, entre lesquels on peut d'ailleurs remarquer des intermédiaires, la *détonation* et la *déflagration*.

Pour un mélange gazeux, la détonation est l'*onde explosive* de Berthelot et Vieille (1); sa vitesse est de plusieurs milliers de mètres par seconde.

La déflagration-type s'observe dans un brûleur *Bunsen* ou au début de la propagation d'une flamme allumée à l'extrémité ouverte d'un tube rempli de mélange combustible (mouvement uniforme de Mallard et Le Chatelier (2)); sa vitesse est de l'ordre d'un ou plusieurs mètres par seconde. Dans la détonation, les tranches successives du mélange sont portées à la température d'inflammation par compression adiabatique, tandis que, dans la déflagration, ceci est produit par conductibilité calorifique.

Dans le cas d'une combustion se propageant à l'intérieur d'un conduit cylindrique, la zone de réaction chimique affecte la forme d'une pellicule plane très mince. Si on allume le mélange gazeux sortant d'un orifice, la zone de réaction affectera la forme d'un cône plus ou moins régulier, immobile et attaché par sa base à l'orifice; c'est ce que l'on appelle couramment le *cône bleu* de la flamme stationnaire.

La théorie mathématique de ces phénomènes a pu être faite grâce à deux idées: en premier lieu Schuster (3) a songé à utiliser, dans cette question, les travaux de Riemann (4) et d'Hugoniot (5) sur les ondes de choc (1893); en second lieu, Duhem (6) a étudié la modification apportée à l'élasticité du milieu par le phénomène chimique (1896).

L'union de ces deux idées se trouve dans une note de Vieille (7) (1900) et surtout dans un mémoire de Chapman (8), qui a pu donner une théorie satisfaisante de l'onde explosive (1899).

E. Jouguet (9) a développé depuis 1901 une théorie des déflagrations. Un exposé d'ensemble de ses recherches complétées par celles de Crussard, Taffanel et Dautriche fait l'objet d'un ouvrage devenu classique (1).

La théorie de Jouguet considère les flammes comme des *quasi-ondes de choc et combustion*, c'est-à-dire comme des zones très étroites où les variables α , T et σ (représentant respectivement : la variable chimique marquant le degré d'avancement de la réaction, la température absolue et le volume spécifique) subissent des variations très rapides. En première approximation, ces quasi-ondes sont regardées comme des surfaces d'onde rigoureuses où α , T et σ subissent une discontinuité. On peut étudier les mouvements par tranches parallèles normales à la direction de propagation. Soient 1 et 2 les états du fluide avant et après le front de l'onde, U l'énergie interne spécifique, p la pression (fonctions connues de α , T , σ), u la vitesse du fluide, D_1 et D_2 les célérités de l'onde par rapport à la matière dans les états 1 et 2. Les équations des ondes de choc et combustion sont :

$$\left. \begin{aligned} \frac{D_1}{\sigma_1} &= \frac{D_2}{\sigma_2} = \frac{p_2 - p_1}{u_2 - u_1} \\ \frac{D_1^2}{\sigma_1^2} &= \frac{D_2^2}{\sigma_2^2} = \frac{p_2 - p_1}{\sigma_1 - \sigma_2} \end{aligned} \right\} \text{Equations de Riemann} \quad (1)$$

$$(p_1 + p_2)(\sigma_2 - \sigma_1) + 2.(U_2 - U_1) = 0 \text{ Equation d'Hugoniot.} \quad (2)$$

La vitesse de réaction est généralement une fonction de α , T , σ :

$$\frac{d\alpha}{dt} = f(\alpha, T, \sigma). \quad (3)$$

Rappelons également que les détonations propagent une

(1) E. JOUGUET. *Mécanique des explosifs*, chez Doin, Paris, 1916.

augmentation de pression et les déflagrations une diminution de pression.

E. Jouguet (10) a appliqué les équations (1) et (2) à l'écoulement d'un mélange gazeux combustible entre un réservoir déterminé par les conditions (p_0, σ_0, U_0) et le milieu extérieur où règne la pression P , à travers un ajutage parfaitement évasé, à la sortie duquel le mélange est enflammé. En admettant que la détente dans la tuyère est adiabatique, on détermine facilement, pour un filet gazeux contigu à la paroi de la tuyère (que nous désignerons au cours de ce travail par les mots « filet périphérique »), les valeurs de p_1, σ_1, p_2 et σ_2 , à condition de supposer D_1 connu ou simplement fonction de p_1 et σ_1 . La valeur de p_1 ainsi obtenue permet, en particulier, de calculer la variation du débit de la tuyère due à l'apparition, au moment de l'allumage, de la perte de charge $\Delta p = (p_1 - p_2)$ dans la zone de réaction. En effectuant les calculs et en tenant compte du fait que Δp est relativement très faible, E. Jouguet arrive à la formule :

$$\Delta p = \frac{1}{\sigma_0^2} \cdot \lambda^{\frac{1}{\gamma}} \cdot (\sigma_2 \cdot \lambda^{\frac{1}{\gamma}} - \sigma_0) \cdot D_1^2 \quad (4)$$

dans laquelle $\lambda = \frac{P}{p_0}$ et γ est le rapport des chaleurs spécifiques des gaz frais.

Remarquons que la seconde équation de Riemann (1) permet d'écrire, en remplaçant $\frac{1}{\sigma}$ par ρ (masse spécifique) :

$$\Delta p = \rho_1 \cdot D_1^2 \cdot \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} - 1 \right) \quad (5)$$

et il est facile de vérifier que cette équation est équivalente à l'équation (4) de Jouguet.

Enfin, la formule (5) s'obtient immédiatement en appliquant à l'intérieur de la zone de réaction la formule classique : $dp = -\rho \cdot u \cdot du$ et en remarquant que le produit $\rho \cdot u$ est une constante et que, pour une flamme stationnaire, on a $D_1 = -u_1$.

E. Jouguet (11) a essayé de mettre en évidence expérimentalement l'augmentation de la pression amont d'une tuyère, apparaissant lors de l'allumage du mélange combustible et après rétablissement du débit initial. Ces expériences, dont les détails n'ont été publiés nulle part, étaient, de l'avis même de leur auteur, très imparfaites; elles ont, cependant, bien mis en évidence une augmentation de pression (due à l'apparition de Δp) croissant avec la célérité de l'onde, comme il le fallait. Cette augmentation était d'ailleurs notablement plus faible que ne l'indiquait le calcul, de l'ordre de quelques centièmes de millimètre d'eau, alors que le calcul donnait quelques dixièmes.

Nous nous sommes proposés de vérifier expérimentalement la formule (5) pour différents mélanges combustibles renfermant de l'hydrogène et de l'oxygène ou de l'air, de façon à obtenir une vitesse D_1 de déflagration et une température de combustion suffisamment grandes pour que Δp puisse être mesuré assez correctement par le dispositif décrit plus loin.

D_1 est déterminé par la méthode de Gouy (12), dite *méthode du cône bleu*, en prenant des précautions pour que le front de flamme affecte réellement la forme d'un cône. D'autre part, ρ_1 est connu pour un mélange combustible donné à la pression et à la température ambiantes. Enfin, la théorie de la combustion à pression constante permet de calculer la température de combustion et la composition des gaz brûlés compte tenu de la dissociation, quantités dont dépend le rapport $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ des masses spécifiques (en réalité, la combustion a lieu à pression très légèrement variable, entre les limites p_1 et p_2 , mais l'expérience montre que $\Delta p = p_1 - p_2$ est très faible devant p).

On aura ainsi tous les éléments nécessaires pour le calcul de Δp et on sera à même de comparer Δp (calculé) et Δp mesuré directement, ainsi qu'il sera indiqué plus loin.

Avant d'aborder la description de notre dispositif expérimental, nous allons mettre la formule (5) sous une forme légèrement différente. Soient T_1 , n_1 , T_2 , n_2 la température absolue et le nombre de molécules respectivement dans le gaz frais (état 1) et dans le gaz brûlé (état 2). On a :

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{n_2}{n_1}.$$

et en remplaçant $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ par sa valeur en fonction de T et de n , on obtient :

$$\Delta p = \rho_1 \cdot D_1^2 \cdot \left(\frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \quad (6)$$

Nous croyons, enfin, devoir rappeler brièvement les résultats de la théorie du « cône bleu » donnée par Gouy (12).

On sait que chaque fois que l'on provoque la combustion d'un mélange gazeux combustible à l'extrémité d'un orifice (fig. 3) et quel que soit le diamètre de cet orifice, la zone de combustion stationnaire, de couleur bleu violacé, affecte la forme d'un cône (« cône bleu ») plus ou moins régulier. En un point quelconque de la zone de réaction, si l'écoulement du mélange n'avait pas lieu, le front de flamme se propagerait parallèlement à lui-même du côté du mélange combustible avec une vitesse D_1 (vitesse de déflagration). Pour que le front de flamme reste stationnaire, il est nécessaire que la vitesse D_1 soit exactement compensée par la composante u_1 normale à la zone de réaction de la vitesse d'écoulement v_1 . En désignant par α l'angle de la vitesse v_1 avec le plan tangent au « cône bleu », on a :

$$D_1 = u_1 = v_1 \cdot \sin \alpha. \quad (7)$$

Le débit en volume V du mélange combustible à travers l'orifice de sortie, en supposant la vitesse v_1 uniforme dans toute la section S_1 , peut s'écrire indifféremment :

$$V = v_1 \cdot S_1 = D_1 \cdot S_2 \quad (8)$$

S_2 étant la surface du « cône bleu » supposé parfaitement régulier.

Enfin, en admettant que les composantes tangentielles des vitesses v_1 et v_2 à l'entrée et à la sortie du cône doivent être les mêmes, vu la très faible épaisseur (de l'ordre du dixième de millimètre) de la zone de combustion, et compte tenu de la continuité du débit, on peut écrire :

$$\frac{tg \alpha}{tg \beta} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad (9)$$

β étant l'angle de la vitesse v_2 avec la surface du cône, ρ_1 la masse spécifique du mélange frais et ρ_2 celle des gaz brûlés.

Dispositif expérimental.

Nous avons utilisé pour la mesure de Δp deux méthodes différentes : une première que nous désignerons dans le texte suivant par les mots *méthode simple* et une seconde qui est une *méthode différentielle*.

1. — La *méthode simple* exige une seule tuyère en amont de laquelle on mesure la surpression qui apparaît lors de l'allumage du mélange combustible à son extrémité et après le rétablissement du débit initial.

Le mélange combustible à pression constante pénètre dans le tube de laiton A (fig. 1) de diamètre intérieur 20 mm. et environ 700 mm. de longueur, disposé verticalement et muni à sa partie supérieure d'une tuyère profilée de diamètre 2 mm. se raccordant tangentiellement au tube A. La tuyère est vissée et soudée au tube. La partie supérieure du tube et la tuyère sont entourées d'un récipient C soudé au tube et rempli d'eau ; cela évite l'échauffement excessif du tube et de la tuyère, en maintenant le gaz à la sortie de cette dernière à une température voisine de la température ambiante. Cette

précaution est indispensable pour les mélanges oxhydriques ayant une température de combustion parfois voisine de 3000°K .

On opère de la façon suivante : le débit de la tuyère étant connu et le mélange pas encore allumé, les robinets R_1 et R_2 fermés et R ouvert, on fait monter la pression d'azote dans

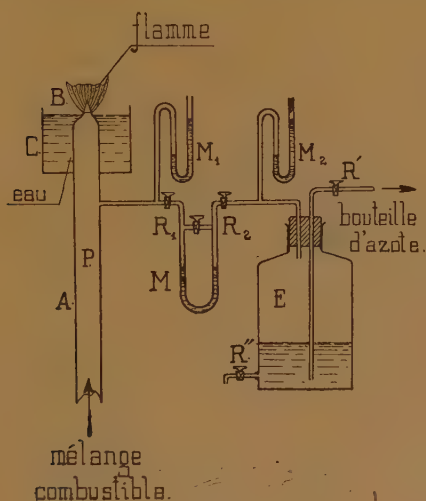


Fig. 1.

le récipient E jusqu'à l'égalité des pressions en M_1 et M_2 . A ce moment, on ouvre R_1 et R_2 et on ferme R . On ajuste la pression en E de façon à ce que le manomètre différentiel de précision M , à eau et à tube incliné au $1/10$ ou au $1/25$, soit parfaitement équilibré.

On allume alors la flamme en B et on agit sur les détendeurs des bouteilles d'hydrogène et d'oxygène de façon à rétablir le débit initial de la tuyère tout en maintenant la composition du mélange ; la surpression P_0 dans le tube A par rapport à l'atmosphère, égale avant l'allumage à la perte de charge dans la tuyère, se trouve maintenant augmentée

de la perte de charge Δp dans le cône bleu. La contre-pression en E n'ayant pas changé, le manomètre différentiel M accusera une variation de pression égale à Δp .

Avant d'arrêter la circulation du mélange gazeux, il faut, évidemment, fermer le robinet R_1 .

La hauteur du cône bleu est déterminée à l'aide d'une lunette dont on déplace le fil réticulaire sous l'action d'un tambour gradué; un étalonnage préalable permet d'établir la correspondance entre la rotation du tambour et le déplacement du point de visée sur l'axe du cône. La tuyère étant soigneusement calibrée, on calcule facilement le sinus du demi-angle au sommet ($\sin \alpha$); v_1 étant la vitesse du gaz dans la section terminale de la tuyère, la vitesse de déflagration sera donnée par la formule (7) de Gouy.

Les quantités T_2 et $\frac{n_2}{n_1}$ sont données par la théorie de la combustion à pression constante (13).

On dispose ainsi de tous les éléments nécessaires au calcul de Δp par la formule (6), que l'on compare ensuite à Δp mesuré.

Les inconvénients de cette méthode sont d'ordre opératoire; ainsi, par exemple, si les gaz du mélange combustible proviennent des bouteilles chargées sous pression, le réglage du débit de chaque gaz au détendeur est accompagné de fluctuations qui se font immédiatement sentir, par des variations, parfois très importantes, de l'indication du manomètre différentiel M, ce qui rend l'équilibrage et la lecture de cet appareil assez délicats. On atténue cet inconvénient en effectuant le réglage du débit à l'aide d'un robinet-pointeau disposé entre chaque bouteille et le débit-mètre correspondant.

On peut, évidemment, songer à mettre la tuyère en communication directe avec un réservoir renfermant le mélange combustible chassé par un courant d'eau; le seul réglage à faire serait celui du débit de l'eau. Ce dispositif est cependant à déconseiller en raison du danger d'explosion par

retour de flamme lors du réglage ou de l'extinction, surtout avec le mélange hydrogène-oxygène.

Enfin, il est préférable d'utiliser un manomètre à eau et non pas à alcool dans les canalisations remplies de mélange combustible, malgré la diminution de sensibilité qui en résulte.

2. La *méthode différentielle* dérive du *micromètre pneumatique différentiel* imaginé par G. Ribaud (14). En voici le principe (1).

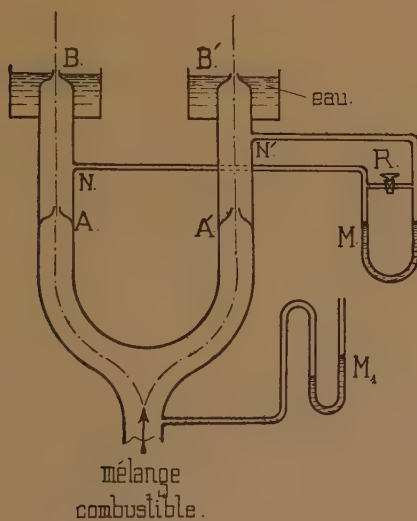


Fig. 2.

Le mélange combustible entre dans un tube en forme de U dont chaque branche est munie de deux tuyères A, B et A', B' (fig. 2).

(1) Un principe analogue a été également indiqué, dans le cas des tubes capillaires, par Elie (15).

Supposons qu'entre les quatre sections de sortie des tuyères existe la relation :

$$\frac{S_A}{S_B} = \frac{S_{A'}}{S_{B'}}.$$

Dans ces conditions, lorsque le mélange s'écoule dans le milieu extérieur sans brûler, la surpression en N sera la même qu'en N' et le manomètre différentiel M parfaitement équilibré.

Allumons le mélange combustible à la sortie d'une tuyère supérieure, en B par exemple ; une surpression apparaît aussitôt dans la section terminale de cette tuyère, égale à la perte de charge dans le cône bleu de la flamme. Un calcul simple montre que la surpression en N se trouvera en même temps augmentée d'une fraction de Δp qui dépend du rapport $\frac{S_A}{S_B}$ des sections de gorge des tuyères. Le manomètre différentiel M indiquera donc une fraction connue de Δp . Le calcul montre que si les quatre tuyères sont identiques, ce manomètre indiquera une surpression égale à $1/2 \cdot \Delta p$; c'est le cas du dispositif utilisé par nous.

Il est évident qu'en allumant la seconde tuyère, le manomètre M se retrouvera équilibré.

On examine à la lunette les deux cônes bleus, dont on détermine la hauteur et le sinus du $1/2$ angle au sommet ($\sin \alpha$). Pour calculer la vitesse de déflagration dans le mélange on appliquera toujours la formule (7) de Gouy dans laquelle v_1 correspond à la moitié du débit total et $\sin \alpha$ représente la moyenne arithmétique des deux $\sin \alpha$ déterminés plus haut.

Les quantités ρ_1 , T_1 , T_2 , et $\frac{n_2}{n_1}$ sont déterminées comme dans la méthode précédente.

Nous avons vu que dans la « méthode simple » il était indispensable de rétablir le débit initial avant la lecture de Δp . Cette précaution est inutile dans le cas de la

« méthode différentielle ». Il faut néanmoins conserver la composition du mélange, après l'allumage, et mesurer le nouveau débit total. Pour ces raisons, il est préférable, une fois la flamme allumée, de revenir exactement non seulement à la composition initiale mais aussi au débit initial.

Le grand avantage de la « méthode différentielle » est l'indépendance très marquée de l'indication du manomètre différentiel M (au tube incliné au $1/10$ ou au $1/25$) à l'égard des faibles fluctuations du débit total pendant les réglages. Cette indépendance est même totale lorsque ces fluctuations du débit n'affectent pas la composition du mélange.

La technique opératoire est plus simple, la détermination de Δp plus sûre et les séries de mesures, effectuées à débit et composition invariables, plus homogènes qu'avec la « méthode simple ».

Les deux méthodes nous ont souvent donné des *résultats concordants*; cependant, nous n'avons consigné dans le tableau que l'on trouvera plus loin que les résultats obtenus par la « méthode différentielle ».

Notons, en passant, que dans le dispositif utilisé, le tube en forme de U avait un diamètre intérieur de 15 mm. et les tuyères un diamètre de 3 mm. dans la section de gorge.

Il convient, enfin, de dire quelques mots sur les débit-mètres et le dispositif assurant le mélange des deux gaz.

Le schéma de la circulation des gaz est le suivant. A la sortie des bouteilles ou des gazomètres le gaz passe dans un robinet-pointeau et entre dans un débit-mètre à orifice en mince paroi; les deux gaz convergent ensuite vers un mélangeur, constitué tout simplement par un gros brûleur Méker soufflé dont on a enlevé la grille et bouché l'extrémité par un bouchon de caoutchouc, traversé par un tube métallique raccordé au dispositif « simple » ou « différentiel » indiqué plus haut.

Il est prudent de n'utiliser, sur les canalisations remplies

de mélange combustible et en prévision d'un retour de flamme, que des tubes métalliques et raccords caoutchouc-métal lâches, suffisants pour interdire les fuites de gaz mais se détachant sous l'action de la surpression créée lors du retour de flamme.

Les débit-mètres ont des orifices de diamètre variant de 1 à 3 mm. dont on mesure la perte de charge à l'aide d'un manomètre à alcool à tube incliné ou vertical.

Leur étalonnage a été effectué en faisant parcourir chacun de ces appareils par le gaz correspondant et en mesurant : d'une part la chute de pression dans l'orifice et, d'autre part, le volume écoulé pendant un laps de temps connu, à l'aide d'un compteur volumétrique de précision ; le débit a été ramené à 18° C. et 760 mm. de mercure. En portant en abscisse le carré du débit et en ordonnée la perte de charge correspondante, on obtient une droite passant par l'origine. On a obtenu ainsi un faisceau de droites correspondant chacune : à un gaz donné, à un débit-mètre et une membrane déterminés et à un manomètre à tube d'inclinaison convenablement choisie.

Corrections.

S'il semble évident que la pression p_1 en amont du « cône bleu » est la même pour tous les filets gazeux émergeant de la tuyère, il n'en est pas de même de la pression en aval p_2 . Celle-ci est égale à la pression atmosphérique P pour les filets gazeux périphériques, contigus à la tuyère. Pour les autres filets gazeux, que nous appellerons « filets intérieurs », la pression p_2 est telle, qu'augmentée de la variation de pression le long du filet correspondant depuis la sortie du cône jusqu'à une distance de l'orifice théoriquement infinie, elle donne la pression atmosphérique P .

La chute de pression Δp peut donc ne pas être la même pour tous les filets gazeux émergeant de la tuyère.

Il est de toute évidence que Δp (expérimental) obtenu par les méthodes décrites plus haut correspond aux filets périphériques, tandis que Δp (théorique) calculé par la formule (5) ou (6) correspond aux filets intérieurs, puisque : d'une part, la vitesse de déflagration D_1 a été obtenue à partir de la pente du « cône bleu » dans la zone de ces filets (le raccordement du cône à la tuyère étant généralement invisible) et que, d'autre part, la température de combustion T_2 qui intervient dans le calcul du rapport des masses spécifiques $\frac{\rho_1}{\rho_2}$ n'est connue que pour les filets intérieurs, à l'abri de l'action perturbatrice des parois de la tuyère et de l'air secondaire.

Il s'ensuit que *les quantités Δp (théorique) et Δp (expérimental) ne sont, a priori, pas comparables*. D'ailleurs, comme on le verra plus loin, elles ont toujours été, dans nos mesures, très différentes l'une de l'autre.

Enfin, il va de soi que si on mesurait Δp (expérimental) dans la zone des filets intérieurs, par une méthode appropriée, il faudrait trouver des valeurs en accord avec Δp (théorique).

Nous allons, dans ce qui suit, essayer d'évaluer la variation de pression dans la flamme depuis la sortie du cône jusqu'à l'infini. Nous y distinguerons deux zones : une première, divergente mais courte, qui s'étend depuis le cône jusqu'à l'endroit où la section de la flamme est maximum ; une seconde, supposée cylindrique et qui va, théoriquement, depuis cet endroit jusqu'à l'infini.

Nous négligerons, dans ces calculs, la gaine séparant la flamme proprement dite du milieu ambiant, à l'intérieur de laquelle s'effectue le mélange des gaz brûlés avec l'air environnant. Nous supposerons qu'un certain gradient transversal de pression peut exister dans cette gaine, de sorte que la

pression pourrait être, dans une section quelconque de la flamme, différente de la pression atmosphérique ⁽¹⁾. Nous conduirons le calcul tout comme si les gaz brûlés s'écoulaient

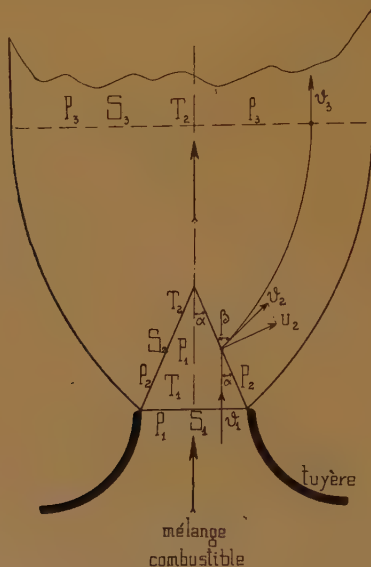


Fig. 3.

dans un conduit rigide imaginaire, remplaçant la gaine de la flamme, et s'étendant depuis la sortie du « cône bleu » jusqu'à l'infini (fig. 3).

1. Zone divergente. — Soient : S_1 , v_1 , ρ_1 : la section, la vitesse et la masse spécifique à la sortie de la tuyère (base du cône) ; α et β l'angle de la génératrice du cône avec le filet incident et émergent, S_2 la surface du cône ; T_2 , v_2 , u_2 la température des gaz brûlés (température de combustion compte tenu de la dissociation), la vitesse absolue à la sortie

⁽¹⁾ Ceci est confirmé par l'expérience, qui montre qu'à l'intérieur de la flamme règne une dépression par rapport à l'atmosphère.

du cône et sa composante normale au cône ; S_3 l'aire de la section de diamètre maximum ; p_2 et p_3 la pression, supposée uniforme, en S_2 et en S_3 ; v_3 la vitesse, supposée uniforme, dans la section S_3 .

Négligeons les pertes d'énergie entre S_2 et S_3 (par viscosité et rayonnement) et admettons que dans l'espace ainsi déterminé la température des gaz est constamment égale à T_2 , donc la masse spécifique égale à ρ_2 .

On obtient facilement, en écrivant le théorème de Bernoulli (sans tenir compte de la pesanteur) et la continuité du débit en masse, la formule du *gain de pression* entre S_2 et S_3 :

$$p_3 - p_2 = \rho_1 \cdot D_1^2 \cdot \underbrace{\frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \left(\frac{1}{2 \cdot \sin^2 \beta} - \frac{1}{2} \cdot \frac{S_1^2}{S_3^2 \cdot \sin^2 \alpha} \right)}_{b_1} \quad (10)$$

2 Zone cylindrique. — On peut appliquer le théorème de Bernoulli pour les tranches successives et infiniment minces de la flamme, à l'intérieur desquelles on aurait $T = \text{const.}$, donc $\rho = \text{const.}$ On aurait, pour ces tranches :

$$T_2 > T_3 > \dots > T_\infty = T_1 \text{ (température ambiante)}$$

$$\rho_2 < \rho_3 < \dots < \rho_\infty.$$

On obtient facilement, P étant la pression dans les gaz brûlés à l'infini (pression ambiante), le *gain de pression* :

$$P - p_3 = \rho_2 \cdot u_2 \cdot v_3 \cdot \left(1 - \frac{v_\infty}{v_3} \right) \cdot \frac{S_1}{S_3 \cdot \sin \alpha} \quad (11)$$

Soient n_3 et n_∞ le nombre de molécules-gramme des gaz brûlés par centimètre carré et par seconde, dans les sections S_3 et S_∞ ; on a, évidemment :

$$\frac{v_\infty}{v_3} = \frac{\rho_3}{\rho_\infty} = \frac{n_\infty}{n_3} \cdot \frac{T_\infty}{T_3} = \frac{n_\infty}{n_3} \cdot \frac{T_1}{T_2}$$

et la formule précédente devient :

$$P - p_3 = \rho_1 \cdot D_1^2 \cdot \frac{\rho_1}{\rho_3} \cdot \underbrace{\frac{S_1^2}{S_3^2 \cdot \sin^2 \alpha} \cdot \left(1 - \frac{n_\infty}{n_3} \cdot \frac{T_1}{T_2} \right)}_{b_2} \quad (12)$$

En ajoutant les relations (10) et (12) on obtient le *gain total de pression* dans la flamme depuis la sortie du « cône bleu » jusqu'à l'infini :

$$P - p_2 = \rho_1 \cdot D_1^2 \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \underbrace{\left[\frac{1}{2 \cdot \sin^2 \beta} + \frac{S_1^2}{S_3^2 \cdot \sin^2 \alpha} \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{n_\infty}{n_3} \cdot \frac{T_1}{T_2} \right) \right]}_B \quad (13)$$

La quantité $(P - p_2)$ représenterait donc la *dépression* en aval du « cône bleu » par rapport à l'atmosphère ; avec les notations déjà utilisées, on aura :

$$\Delta p \text{ (théorique)} = \Delta p \text{ (expérimental)} + (P - p_2) \quad (14)$$

Ajoutons, enfin, que, dans la formule (10), β est donné par la formule (9) et que le rapport $\frac{n_\infty}{n_3}$ est égal : à 0,993 pour le mélange $(H^2 + 1/2 \cdot O^2 + 2N^2)$, à 0,895 pour $(H^2 + O^2)$, à 0,830 pour $(H^2 + 1/2 \cdot O^2)$, à 0,961 pour $(H^2 + 1/4 \cdot O^2)$ et à 0,980 pour $(H^2 + 2 \cdot O^2)$.

Nous avons essayé de déterminer expérimentalement les pressions absolues au sein de la flamme en utilisant une sonde en matériel réfractaire, constituée tout simplement par un tube de faible diamètre ouvert aux deux extrémités et introduit dans la flamme normalement à la direction d'écoulement des filets gazeux. L'extrémité émergeant de la flamme est scellée à un tube métallique relié à un manomètre différentiel dont l'autre branche débouche dans l'atmosphère. Pour le mélange $(H_2 + 1/2 \cdot O_2 + 2 \cdot N_2)$ nous nous sommes servis d'une sonde en masse réfractaire K ⁽¹⁾ de diamètre extérieur 2 mm. 5 et 1 mm. 5 de diamètre intérieur. Pour les mélanges hydrogène-oxygène nous avons eu recours à des matériaux encore plus réfractaires tels que la zircone et la thorine, le point de fusion de cette dernière se plaçant au

(1) En provenance de la « Porzellan Manufaktur », Berlin.

voisinage de 3 050° C. ; la sonde utilisée mesurait 45 mm. de longueur, 3 mm. de diamètre extérieur, 2 mm. de diamètre intérieur et le scellement a été effectué à l'aide d'un mastic obtenu en pétrissant de la magnésie calcinée pulvérisée avec quelques gouttes de solution saturée de chlorure de magnésium.

Dans tous les cas, la sonde de pression statique ainsi réalisée a été montée sur une crémaillère double permettant d'explorer la pression suivant l'axe de la flamme ou dans une section normale à l'axe.

Nous aurions, évidemment, préféré d'utiliser une sonde de pression statique réalisée par un tube fermé à une extrémité et muni d'un certain nombre d'orifices perforés à une distance de l'extrémité égale à environ 5 fois le diamètre, le tube étant disposé parallèlement à la direction d'écoulement. L'obligation d'avoir recours à la zircone ou à la thorine, matériaux que l'on ne peut travailler qu'à la meule, nous a empêché pour le moment de réaliser ce projet.

L'expérience montre qu'il existe, au sein de la flamme, *une dépression* décroissant au fur et à mesure que l'on s'éloigne du « cône bleu » sur l'axe de la flamme ou lorsqu'on explore la section droite de celle-ci du centre vers la périphérie.

Nous avons consigné, dans le tableau suivant, les dépressions *mesurées* à la fin de la partie divergente des flammes étudiées, c'est-à-dire les quantités désignées par $(P - p_3)$ et on voit qu'elles sont généralement très inférieures à celles obtenues par la formule (12). Ceci n'est pas surprenant, puisque le calcul du « gain de pression » dans la partie (supposée cylindrique) de la flamme au delà de la section de diamètre maximum et conduisant à la formule (12), suppose que l'écoulement des gaz brûlés s'effectue à l'intérieur d'un conduit matériel rigide, hypothèse ne correspondant que très imparfaitement à la réalité physique.

Nous avons dû renoncer à la mesure directe de la pression

absolue à la sortie du « cône bleu » de la flamme (p_2); le diamètre de la sonde est, en effet, du même ordre que celui de l'orifice de la tuyère et son introduction dans la zone divergente de la flamme, surtout au voisinage immédiat du « cône bleu », est susceptible de modifier très sensiblement la distribution des vitesses et des pressions dans cette zone.

Il serait, certainement, intéressant d'effectuer cette mesure à l'aide d'une sonde ouverte à l'extrémité et de très faible diamètre par rapport à celui de la tuyère et, encore, ce que l'on mesurerait ainsi, lorsque la sonde affleure le « cône bleu » ne serait que la pression absolue à une distance de la face de sortie du « cône » égale au rayon du tube de la sonde.

Pour toutes ces raisons, nous avons calculé le *gain total de pression* dans la flamme avec les gains partiels : *calculé* dans la partie divergente de la flamme (formule 10) et *mesuré* dans la partie supposée cylindrique, à savoir :

$$(P - p_2) = (p_3 - p_2)_{\text{calculé}} + (P - p_3)_{\text{mesuré}} \quad (15)$$

Le calcul de la correction $(P - p_2)$ repose sur plusieurs hypothèses; on verra, cependant, dans le tableau annexé, que, dans bien des mesures et grâce à elle, on arrive à un accord satisfaisant entre Δp (théorique) et Δp (expérimental) corrigé.

Résultats obtenus.

Les résultats, plus homogènes et plus sûrs, obtenus par la « méthode différentielle » sont consignés dans le tableau suivant. Pour chaque mélange combustible nous avons varié le débit des tuyères dans des limites aussi éloignées que possible, compatibles avec une bonne stabilité de la flamme; à chaque débit, on a répété la mesure de $\sin \alpha$ et de Δp un

nombre de fois suffisamment grand pour en obtenir une bonne moyenne.

Nous avons toujours considéré dans ces calculs $T_1 = 300^\circ \text{K}$ (température du mélange à la sortie des tuyères terminales).

La zone de réaction a toujours affecté la forme d'un *cône géométrique très régulier*, de pente uniforme; ceci justifie le calcul de la vitesse de déflagration par la formule (7) de Gouy, à partir du $\sin \alpha$ ainsi déterminé et de la vitesse moyenne v_1 dans la section de sortie. Remarquons, en effet, que d'après la formule (7), la vitesse de déflagration étant uniforme dans le « cône bleu » (le mélange étant censé uniforme et partout à la même température), un cône géométrique, c'est-à-dire un $\sin \alpha$ partout le même (sauf peut-être dans la région immédiatement voisine du sommet), implique une vitesse v_1 uniforme dans la section de sortie de la tuyère.

Nous avons, cependant, obtenu quelquefois une zone de réaction affectant la forme d'un cône multiple (double ou triple), supprimé le plus souvent par un nettoyage sommaire de l'ajutage; cette multiplicité semble donc être due à certaines asymétries de la tuyère.

Le diamètre maximum de la flamme ($d_{\text{max.}}$) a été mesuré à l'aide d'un pied à coulisse muni de mâchoires en tube de masse réfractaire K; sa détermination correcte est importante dans la plupart des mélanges étudiés et on peut envisager des méthodes de mesure encore meilleures.

Nous avons consigné, dans le tableau suivant, les résultats moyens de nos mesures, ainsi que tous les éléments indispensables à la vérification de nos calculs. Nous y avons fait figurer séparément les gains de pression dans les parties divergente et cylindrique de la flamme ainsi que dans la flamme entière ($P - p_2$). Les coefficients b_1 , b_2 et B correspondants y figurent également.

Mélange étudié	Nombre des mesures effectuées	Débit d'une tuyère $\text{cm}^3/\text{sec.}$	Dia- mètre de la tuyère cm.	Section de sortie de la tuyère S_4 cm^2	Vitesse de sortie du gaz v_1 m/sec.	Hauteur moyenne du « cône bleu » cm.	Moyen- ne de $\sin \alpha$	Densité du mélange ρ_1 g./cm ³	Vitesse de déta- gration D_1 m./sec.	Tempé- rature de combus- tion T_2 °K	Rapport du nombre des molé- cules n_2/n_1	Rapport des densités $\frac{\rho_1}{\rho_2}$	$\rho_1 D_1^2 \frac{\rho_1}{\rho_2}$ mm. eau	$\frac{1}{2 \sin^2 \beta}$	Diamè- tre maxi- mum de la flamme d cm.	S_3 $\left(\frac{\pi d^2}{4}\right)$ cm ²
Composition																
$\text{H}^2 + 1/2. \text{O}^2 + 2. \text{N}^2$	5	36,4	0,31	0,07535	4,83	0,35	0,4065	0,00087	1,97	2 300	0,863	6,615	2,28	0,558	0,60	0,382
»	6	51,6	»	»	6,85	0,504	0,294	»	2,01	»	»	»	2,37	0,615	0,65	0,332
»	6	76,3	»	»	10,13	0,787	0,193	»	1,96	»	»	»	2,25	0,795	0,75	0,441
»	9	196	0,30	0,07065	27,70	1,83	0,08175	»	2,26	»	»	»	2,84	2,200	0,80	0,502
»	8	350	»	»	50,40	3,00	0,0500	»	2,54	»	»	»	3,79	5,080	0,80	0,502
»	10	476	»	»	67,30	3,80	0,0395	»	2,67	»	»	»	4,18	6,000	0,85	0,567
$-\text{H}^2 + 1/4 \text{O}^2.$	6	286,25	0,31	0,07535	37,83	0,722	0,2102	0,00033	7,95	2 750	0,8325	7,63	16,20	0,685	2,30	4,150
$\text{H}^2 + 1/2 \text{O}^2.$	8	198	0,30	0,07065	28,00	0,385	0,363	0,000492	10,16	2 960	0,805	7,93	41,10	0,553	1,50	1,755
»	8	265,5	»	»	37,55	0,530	0,272	0,000500	10,22	»	»	»	41,40	0,599	1,60	2,010
»	14	331,5	»	»	46,90	0,655	0,233	0,000513	10,45	»	»	»	44,50	0,652	1,70	2,965
»	6	375	0,31	0,07535	49,75	0,669	0,211	0,000510	10,50	»	»	»	45,30	0,670	1,70	2,265
$\text{H}^2 + 0,895. \text{O}^2$	8	284,5	0,31	0,07535	37,75	0,72	0,211	0,000700	8,15	2 885	0,897	8,05	38,10	0,663	1,00	0,785
»	6	444,5	»	»	59,00	1,13	0,140	0,000698	8,25	»	»	»	38,00	0,877	1,05	0,865
$\text{H}^2 + \text{O}^2$	10	236,1	0,31	0,07535	31,34	0,722	0,2416	0,000704	7,58	2 860	0,837	7,98	32,90	0,625	0,90	0,635
$\text{H}^2 + 2. \text{O}^2$	8	136,7	0,31	0,07535	18,15	0,614	0,245	0,000917	4,45	2 600	0,866	7,50	13,85	0,6395	0,70	0,385
»	10	177,8	»	»	23,85	0,815	0,189	»	4,51	»	»	»	14,25	0,746	0,75	0,441
»	6	356,8	»	»	47,30	1,55	0,0994	»	4,70	»	»	»	15,47	1,390	0,80	0,502

Mélange étudié	$\left(\frac{S_1}{S_3 \sin \alpha}\right)^2$	Distance de l'ori- face à la section de diamètre max. d	Gain de pression dans la partie divergente de la flamme	Gain de pression dans la partie cylindrique de la flamme	Dépression mesurée dans la flamme, dans la section de diamètre max ($P - p_3$)	Gain total de pression dans la flamme $B = b_1 + b_2$	Δp (expé- rimen- tal)	Δp (exp) + ($P - p_3$) calculé	Δp (exp.) + ($p_3 - p_2$) calculé + ($P - p_3$) mesure	Δp (théori- que, $= p_1 D_1$ $\left(\frac{p_1}{p_2} - 1\right)$
Composition		cm.	Coeffi- cient b_1	Coeffi- cient b_2	mm eau	mm. eau	mm. eau	mm. eau	mm. eau	mm. eau
$H_2 + 1/2. O_2 + 2. N_2$										
"	0,312	0,5	0,402	0,316	0,72	0,718	0,92	1,64	1,42	1,90
"	0,526	0,7	0,352	0,4835	1,145	0,8355	0,84	1,98	1,43	4,98
"	0,780	0,8	0,405	0,895	2,02	1,175	0,99	2,65	1,80	4,94
"	2,96	1,8	0,721	2,335	6,64	8,030	2,68	9,32	3,68	2,45
"	7,90	4,0	1,130	6,900	26,2	30,4	5,05	31,20	9,00	2,87
"	9,93	5,0	1,035	8,635	36,1	9,670	5,25	41,40	13,20	2,907
$H_2 + 1/4. O_2$	0,0075	3,5	0,681	0,007	0,11	0,688	13,50	13,61	14,20	13,60
$H_2 + 1/2. O_2$	0,0122	3,0	0,547	0,014	0,45	0,558	98,22	28,82	28,82	34,50
"	0,0168	3,5	0,591	0,014	0,58	0,605	30,42	31,00	31,20	34,80
"	0,0195	4,5	0,642	0,018	0,80	0,660	34,30	35,10	35,30	36,40
"	0,0248	5,0	0,658	0,022	1,00	0,680	35,80	36,80	37,00	39,70
$H_2 + 0,895. O_2$	0,207	0,8	0,560	0,188	7,25	0,748	27,35	34,80	29,35	33,40
"	0,388	1,0	0,683	0,352	13,85	1,035	32,15	46,90	35,15	33,30
$H_2 + O_2$	0,241	1,0	0,506	0,218	7,17	0,734	23,38	30,53	25,08	26,75
$H_2 + 2. O_2$	0,635	1,0	0,322	0,563	7,80	0,885	5,42	13,21	6,02	12,03
"	0,815	1,1	0,339	0,723	10,30	1,062	5,98	16,25	6,93	12,35
"	2,270	2,0	0,355	2,015	31,20	2,270	5,05	36,10	8,95	13,40

CONCLUSIONS

L'examen du tableau précédent permet de tirer les conclusions suivantes :

1. — Pour un mélange déterminé, la vitesse de déflagration D_1 croît légèrement avec le débit de la tuyère. On peut se demander si cela n'est dû à l'échauffement des gaz frais à l'intérieur du cône bleu, ce dernier étant d'autant plus pointu que le débit est plus grand.

2. — Δp (expérimental) est toujours très inférieur à Δp (théorique) des filets intérieurs de la flamme. Cela confirme les observations antérieures de E. Jouguet. Pour un mélange donné, Δp (expérimental) varie avec le débit de la tuyère et peut même devenir très faible (voisin de zéro) ; c'est par exemple le cas du mélange ($H^2 + 1/2.O^2 + 2.N^2$) aux faibles débits. Δp (expérimental) n'est jamais négatif, ce qui prouve qu'il s'agit bien d'une *chute de pression* dans le « cône bleu » de la flamme.

3. — La correction $(P - p_2)$, représentant le *gain de pression dans la flamme*, ce dont nous avons tenu compte le premier, explique le désaccord entre Δp (théorique) et Δp (expérimental) obtenu par les deux méthodes exposées plus haut.

Nous avons montré que ces deux valeurs de Δp ne sont pas directement comparables car elles correspondent à des filets gazeux de type différent. On peut, cependant, comparer Δp (théorique) à Δp (expérimental) augmenté de $(P - p_2)$.

La correction $(P - p_2)$ est généralement très importante et du même ordre que Δp (théorique) lui-même ; il importe donc de la déterminer le plus correctement possible.

4. — Δp (théorique) est en accord satisfaisant avec la valeur expérimentale corrigée de $(P - p_2)$ calculé par la formule (13), lorsque le « cône bleu » n'est pas très pointu ($\sin \alpha > 0,2$ environ). Lorsque $\sin \alpha < 0,2$, Δp (théorique) $< \Delta p$ (expérimental) + $(P - p_2)$, le désaccord étant d'autant plus grand que le cône est plus pointu. Nous croyons pouvoir attribuer cela au fait que, dans le dernier cas, les hypothèses simplificatrices faites au cours du calcul de $(P - p_2)$ s'éloignent trop de la réalité physique.

Le désaccord signalé dans le cas des cônes très pointus est moins important si la correction $(P - p_2)$ est calculée par la formule (15), tenant compte de la dépression *mesurée* à la fin de la partie divergente de la flamme.

5. — Les circonstances ne nous ont pas permis de réaliser une sonde réfractaire de pression statique assez fine pour mesurer correctement la dépression par rapport à l'atmosphère en aval immédiat du « cône bleu », c'est-à-dire la correction $(P - p_2)$. L'intérêt de cette mesure est indiscutable.

6. — Lorsque le « cône bleu » s'aplatit ($\alpha = \beta = \frac{\pi}{2}$) la correction $(P - p_2)$ calculée par la formule (13) ne s'annule pas mais devient égale à $\rho_1 \cdot D_1^2 \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \left(1 - \frac{n_\infty}{n_3} \cdot \frac{T_1}{T_2}\right)$, puisque $S_1 = S_2 = S_3$. Le désaccord entre les deux valeurs de Δp subsisterait donc même dans ce cas-limite.

Dans nos mesures, il nous a été impossible, en raison du retour de la flamme, de réduire la hauteur du cône au-dessous d'une valeur telle que $\sin \alpha = 0,50$ environ.

Nous étions donc encore très loin de ce cas-limite.

En terminant cet exposé, nous sommes heureux d'exprimer notre profonde et respectueuse gratitude à notre Maître, Monsieur G. Ribaud, professeur à la Sorbonne, directeur du Laboratoire des Hautes Températures, qui a bien voulu nous indiquer ce travail, nous encourager et nous guider constamment au cours de son exécution.

Il nous est agréable de mentionner que Monsieur E. Jouguet, membre de l'Institut, a attribué le désaccord entre nos valeurs de Δp (théorique) et Δp (expérimental) à la forme évasée de la flamme à la sortie du « cône bleu » et que cela nous a suggéré d'entreprendre le calcul de la correction de « gain de pression » dans la flamme en aval du cône.

Nous le prions de vouloir bien trouver ici, avec nos vifs remerciements, l'expression de notre admiration et de notre profond respect.

Nous remercions, enfin, les Ingénieurs et le personnel du Laboratoire des Recherches Physiques de la Compagnie du Gaz de Paris de l'aimable concours qu'ils nous ont prêté à plusieurs reprises au cours de ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) BERTHELOT et VIEILLE. — *C. R. Acad. Sc. Paris*, **94** (1882), 101 et 822.
 - (2) MALLARD et LE CHATELIER. — *Annales des Mines*, [8], **4** (1883), 274.
 - (3) SCHUSTER. — Note annexée à un mémoire de H. B. DIXON. *Trans. Roy. Soc. London, A*, **200** (1903), 315.
 - (4) RIEMANN. — *Traduction française des Œuvres de Riemann*, 477.
 - (5) HUGONOT. — *Journal de Mathématiques pures et appliquées*, [4], **3** (1887), 477.
 - (6) DUHEM. — *Théorie thermodynamique de la viscosité, du frottement et des faux équilibres chimiques*, chez Hermann, Paris (1896) et *Traité de Mécanique chimique fondée sur la Thermodynamique*, 4 vol., chez Hermann, Paris (1897-1899).
 - (7) P. VIEILLE. — *C. R. Acad. Sc. Paris*, **131** (1900), 413.
 - (8) CHAPMAN. — *Phil. Mag.*, janvier 1899.
 - (9) E. JOUGUET. — *Journal de Mathématiques pures et appliquées*, [6], **1**, 347 et **2**, 5 (1905-1906). — *C. R. Acad. Sc. Paris*, **144** (1907), 415 et 632; **149** (1909), 1361; **150** (1910), 91; **156** (1913), 872 et 1052; **157** (1913), 545.
 - (10) E. JOUGUET. — *C. R. Acad. Sc. Paris*, **169** (1919), 326.
 - (11) E. JOUGUET. — *C. R. du Congrès International de Mécanique Appliquée*, Zürich (1926.)
 - (12) M. GOUY. — *Ann. Phys. et Chimie*, [5], **18** (1879).
 - (13) Voir, par exemple : ROCHAN-ZAER. *Thèse Paris* (1935.)
 - (14) G. RIBAUD. — *C. R. Acad. Sc. Paris*, **207** (1938), 618.
 - (15) ELIE. — *Journal de Physique* (1882), 459. Voir aussi : M. BRILLOUIN. *Leçons sur la viscosité des liquides et des gaz*, chez Gauthier-Villars, Paris (1907), **2**, 51.
-

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
Sommaire	1
Introduction	3
Dispositif expérimental	8
Corrections	14
Résultats obtenus	20
Conclusions	24
Bibliographie	27
